

电离能下降对高超声速流场的影响 *

许伟峰¹⁾²⁾ 侯永^{1)2)†} 莫文峰¹⁾²⁾ 袁建民¹⁾²⁾³⁾

1) (国防科技大学理学院, 长沙 410073)

2) (国防科技大学理学院, 极端条件物理及应用湖南省重点实验室, 长沙 410073)

3) (吉林大学原子与分子物理研究所, 长春 130012)

高超声速飞行器以马赫数 10 以上在大气层内飞行时, 激波剧烈压缩空气形成等离子体, 其中带电粒子间的库仑屏蔽效应会导致电离能下降. 该微观物理机制对宏观流场温度、压强等状态参量及等离子体振荡频率等电磁特性的影响, 仍需深入研究. 本文基于原子能级结构, 在温度为 0.8-5 eV、密度为 0.1-20 倍海平面大气密度条件下, 计算了考虑库仑屏蔽效应的耦合参数, 分析了电离能下降对高超声速飞行器驻点区域的影响. 结果表明, 电离能下降会显著改变离子丰度, 进而影响激波后的空气热力学状态. 在此基础上, 电离能下降通过直接影响正反应 Arrhenius 方程中的活化能, 并借助 Saha 方程耦合逆反应速率常数, 被引入化学非平衡的计算流体力学仿真中. 以 RAM C-II 外形的仿真为例, 在 50 km 高、32 Ma 飞行速度条件下, 电离能下降使激波位置更贴近壁面、激波后温度降低、流场电子密度升高, 但对压强及阻力的影响较小. 本文阐明了库仑屏蔽效应通过改变离子丰度进而影响流场热力学与电磁特性的微观物理机制, 为高超声速等离子体鞘套的精细化建模提供了理论依据.

关键词: 等离子体, 高超声速飞行器, 电离能下降, 计算流体力学

1 引言

高超声速飞行器再入过程中, 激波压缩空气可使其达到数千至数万开尔文的高温^[1], 形成复杂的空气等离子体. 在该条件下, 流场状态参量发生显著改变, 直接影响飞行器的气动特性; 等离子体引发的电磁屏

† 通信作者. E-mail: yonghou@nudt.edu.cn

* 计算物理全国重点实验室 (编号: JK2025-02) 和国家自然科学基金 (批准号: 11974424) 资助的课题.

蔽效应会导致通信“黑障”，对飞行控制与数据传输构成严峻挑战^[2]。目前，高超声速流场研究大多建立在传统空气动力学理论框架下，难以准确刻画高温引起的辐射输运、非平衡及电离能下降等微观物理过程^[3]。因此，构建能够准确反映高温空气物理化学性质的理论模型，已成为高超声速计算模拟中最为关键且最具挑战性的难题^[4]。

高超声速条件下的真实气体效应主要来自于热化学非平衡现象、空气组分复杂性及粒子间相互作用。针对非平衡现象，当前主要有两类处理方法。其一为多温度模型^[5]，通过引入多个温度参数描述不同内能模式的激发，并采用由各内能模式温度经验构成的“速率控制温度”来表征热非平衡对化学反应的影响。该类模型虽计算效率较高，但准确性有限，因其经验假设难以适用于广泛的非平衡场景。其二为态-态模型^[6,7]，将能级之间的跃迁视为化学反应，直接求解能级跃迁速率方程。尽管态-态模型能够合理地描述复杂的反应系统，但其庞大的反应网络和众多的组分使得当前难以将其应用于复杂几何形状和多维计算流体力学仿真。此外，直接模拟蒙特卡洛方法^[8](direct simulation monte carlo,DSMC) 和直接分子模拟方法^[9](direct molecular simulation,DMS) 也可高保真地模拟稀薄条件下空气分子的碰撞电离过程。在高温空气组分建模方面,Surzhikov^[10] 等人对比了 7 组分模型、9 组分模型和 11 组分模型的计算结果，发现在不同条件下各模型计算结果与实验结果的吻合程度存在差异。这是因为这些模型中的速率系数源自实验数据，而部分反应速率是经验估计得到的。

真实气体效应会显著影响高温空气的热力学、输运和电磁性质。在热力学性质方面，陈其峰等人^[11-13] 计算了 2000 ~ 30000 K 温度范围内无 Ar 空气的离解电离状态与热力学性质，并建立了相应的理论模型。杨文斌等人^[14] 则通过相干反斯托克斯拉曼散射光谱，开发了面向非平衡等离子体的振动温度测量算法。在输运性质方面,Capitelli^[15] 计算了在局域热平衡条件下的输运系数并制成表格,Bruno^[16] 研究了高温电离空气在电磁场中的输运行为，王海兴等人^[17] 开展了 N_2-O_2 空气 12 组元双温度输运性质研究。在电磁性质方面，王宇轩等人^[18] 发现超声速等离子体流场中烧蚀颗粒会加重电磁波传播过程的能量损失。

值得指出的是，等离子体中带电粒子的库仑相互作用会导致电离能下降^[19](ionization potential depression, IPD)，该现象已在实验研究中被广泛观测^[20,21]。目前，处理电离能下降的理论模型主要有适用弱耦合等离子体的 Debye-Hückel(DH) 模型、适用于强耦合的 Ion-Sphere(IS) 模型、平滑衔接两者的 Stewart-Pyatt(SP) 模型，以及在 DH 模型基础上考虑离子微场扰动的 Ecker-Kröll(EK) 模型。近年来，本课题组通过构造两体势的方法描述屏蔽作用下离子间的相互作用，取得了良好的效果^[22]；并在双温模型中描述了热稠密等离子体环境中的电离能下降^[23]。在目前常规高超声速飞行器的典型飞行弹道与大气环境参数下，等

离子体电离能下降带来的影响并不显著, 因此现有计算流体力学 (computational fluid dynamics, CFD) 仿真通常将其忽略. 然而, 针对未来向着更低高度、更高马赫数拓展的极端飞行工况, 电离能下降对高超声速流场特性及气动热环境的影响规律与作用机制尚不明确, 目前也缺乏在飞行仿真中有效耦合该效应的成熟方法.

为此, 本文从等离子体库仑相互作用导致的电离能下降出发, 系统研究处于局域热平衡状态的高温空气物理性质. 通过计算关心温度密度区间的耦合系数, 明确不同电离能下降模型的适用范围, 为相关数值模拟提供模型选择依据. 进一步, 通过计算飞行器驻点区域的离子丰度, 探究了电离能下降对流场宏观性质的影响机理. 最后, 将电离能下降模型与 Arrhenius 方程结合, 将理论框架拓展至化学非平衡态, 实现与 CFD 仿真工具的耦合, 为高超声速飞行的高精度模拟提供物理上更为可靠的方案.

2 理论方法

研究高超声速流场中电离能下降带来的影响, 有三个关键步骤: 一是选择合适的电离能下降模型, 二是研究电离能下降对激波后空气状态随速度变化的影响, 三是将电离能下降模型嵌入 CFD 中. 下面将介绍这三个关键步骤的理论方法.

2.1 等离子体环境中的电离能下降模型的选择

在真实等离子体环境中, 带电粒子间的库仑相互作用会引起附加自由能. 这使得束缚态的电子电离到自由态的能量减少, 这就是电离能下降. 在此条件下求解 Saha 方程^[24] 需要电离能下降数据:

$$\frac{N_i}{N_{i-1}} = \frac{u_i}{u_{i-1}} e^{-(\xi + \frac{I_i - \Delta I_i}{kT})}, \quad (1)$$

$$u_i = g_{i0} + g_{i1} e^{-\frac{w_{i1}}{kT}} + g_{i2} e^{-\frac{w_{i2}}{kT}} + \dots, \quad (2)$$

式 (1) 中的 I_i 是孤立离子的电离能, ΔI_i 则是电离能下降参数. 由于强耦合情况通常发生在稠密等离子体中, 高超声速流场难以达到 IS 模型适用的稠密条件; 又 EK 模型虽然与 SP 模型同适用于中等耦合强度, 但适用区间较窄, 所以本工作在高超声速流场中分析 DH 模型和 SP 模型.

在热动平衡状态的电离气体中, 每一个离子既在它周围产生一个场, 又在其他离子所产生的势场中运动. 计算带电粒子气体的库仑相互作用能, 必须以确定势场为基础. DH 模型^[25] 中, 弱耦合近似的条件下离

子势能远小于热动能,可推导出周围带电粒子对所带电荷为 z_i 的离子产生的电势为:

$$\phi = \frac{z_i e}{D}, \quad (3)$$

$$\frac{1}{D^2} = \frac{4\pi e^2}{kT} \sum_j n_{j0} z_j^2, \quad (4)$$

其中, 德拜长度 D 是势场的特征尺度, 表征了屏蔽云的有效半径. 基于此电势解, 可以计算等离子体的库仑相互作用能 E_{es} 和相应的自由能 F_{es} . 由该自由能可导出电离能下降的表达式为:

$$\Delta I_i^{DH} = \frac{z_i e^2}{D}. \quad (5)$$

SP 模型^[26] 在电势求解上结合 DH 模型和 IS 模型, 在两种模型之间建立起一个平滑的物理衔接. 它通过引入一个过渡点, 并要求势函数及其导数在该点连续, 从而导出一个适用于中等耦合强度的电离能下降表达式:

$$\Delta I_i^{SP} = \frac{\left[3(z^* + 1) \frac{z_i e^2}{DkT} + 1 \right]^{2/3} - 1}{2(z^* + 1)} kT, \quad (6)$$

z^* 为平均电离度. Djaoui^[27] 把 SP 模型推广到了等离子体混合物, 混合物中 SP 模型写为:

$$\Delta I_{j,i}^{SP} = \frac{3z_{j,i} e^2}{2R_j} \left\{ \left[1 + \left(\frac{D}{R_j} \right)^3 \right]^{2/3} - \left(\frac{D}{R_j} \right)^2 \right\}, \quad (7)$$

$\Delta I_{j,i}^{SP}$ 为 j 元素 i 价离子的电离能下降, $z_{j,i}$ 为 j 元素 i 价离子的有效电荷数, R_j 为 j 元素的平均离子半径:

$$R_j = \left(\frac{3}{4\pi N_A \rho} \right)^{1/3} \frac{Z_j^{1/3} \langle A \rangle^{1/3}}{\langle Z \rangle^{1/3}}, \quad (8)$$

其中 A, Z 是原子量和核电荷数, $\langle \rangle$ 是对不同的元素做平均, Z_j 为 j 元素的核电荷数. 混合物的 Debye 长度为:

$$\frac{1}{D^2} = \frac{4\pi e^2 n_e}{kT} \left(1 + \frac{\langle (z^*)^2 \rangle}{\langle z^* \rangle} \right). \quad (9)$$

DH 模型和 SP 模型是不同耦合程度下电势的近似解^[26], 而耦合程度可以用离子之间的相互作用能与热运动能之间的比值来表示, 即耦合参数 Γ :

$$\Gamma = \frac{\langle z^* \rangle^2 e^2}{a_w k_B T_i}, \quad (10)$$

其中 a_w 是离子间的平均间距 (Wigner-Seitz 半径). 文献^[26] 指出, 耦合程度决定了哪一种电离能下降模型能更合理地描述带电粒子周围的电场分布: 当耦合参数 $\Gamma \ll 1$ 时, DH 模型适用; 当 $\Gamma \gg 1$ 时, IS 模型适用; 而当 $\Gamma \sim 1$ 时, SP 模型更为合理. 本文在关心的温度密度区间, 计算了不同的电离能下降模型的耦合程度, 并以 $\Gamma \leq \frac{1}{10}$ 时选择 DH 模型、 $\Gamma \geq \frac{1}{10}$ 时选择 SP 模型为模型选择判据, 选择最为合适的模型进行后续热物性参数计算的研究.

2.2 激波后空气状态的计算

激波后空气的热力学状态是飞行器设计的关键参数. 在激波后飞行器驻点处, 空气可视为处于局域热力学平衡状态, 其温度与密度取决于来流速度及环境空气的初始状态. 通过联立求解质量守恒、动量守恒方程及 Hugoniot 能量关系, 可将激波后的空气状态与来流条件定量关联 [28]:

$$E_H - E_e = \frac{1}{2}(P_H + P_e)(V_e - V_H), \quad (11)$$

$$U_p = [(P_H - P_e)(V_e - V_H)]^{1/2}, \quad (12)$$

式中 e 和 H 分别代表环境和激波后的状态, U_p 是飞行器速度, V 是比容, 有 $\frac{\rho_H}{\rho_e} = \frac{V_e}{V_H}$. 以上两式, 结合反应前后的物态方程与化学平衡方程, 构成了一个封闭的方程组, 即考虑电离能下降的高超声速飞行器驻点冲击波方程组.

2.3 CFD 仿真中实现电离能下降的方法

在 CFD 仿真中, 解离与电离都被视为化学反应, 由化学反应速率控制方程决定 [10]. 假设反应为:



其中 k_f 和 k_r 分别表示正、逆反应速率常数, A 、 B 为反应物, C 、 D 为生成物, a 、 b 、 c 、 d 分别为其对应的化学计量系数. CFD 求解器自带的反应速率控制方程通常为阿伦尼乌斯公式 (Arrhenius equation), 以正反应为例:

$$k_f = A_f T^{n_f} \exp\left(-\frac{E_f}{kT}\right), \quad (14)$$

其中 A_f 、 n_f 和 E_f 分别是正反应的指前因子 (pre-exponential factor)、温度指数和活化能. 反应达到平衡时, 正逆反应速率相等, 正、逆反应速率常数可以通过化学平衡常数连接起来:

$$K_{eq} = \frac{k_f}{k_r} = \frac{A^a B^b}{C^c D^d}, \quad (15)$$

其中化学平衡常数 K_{eq} 可由 Saha 方程得到.

程序实现上, 在 CFD 的每次迭代过程中, 先计算每个网格条件下的电离能下降, 将其与正向反应速率常数相结合:

$$k_f = A_f T^{n_f} \exp\left(-\frac{E_f - \Delta I}{kT}\right), \quad (16)$$

再通过 Saha 方程计算得到的化学平衡常数去求解逆反应速率常数, 最后再根据计算得到的正、逆反应速率常数, 可获得电离反应的总反应速率. 至此, 完成了从化学平衡态到化学非平衡态的模型拓展, 实现了在 CFD 计算中考虑 IPD 效应对高超声速流场电离过程影响. 此外, 等离子体库仑相互作用也会直接影响压强. 在每次流场迭代计算后遍历所有网格单元, 在原压强的基础上减去由相互作用引起的压强差, 即可在流场计算中体现该效应.

3 结果与讨论

3.1 电离能下降模型的选择

本文主要关心的温度密度区间为未来高超声速飞行器驻点可能达到的温度密度情况: 温度在 0.8-5 eV, 密度在 $0.1\rho_0 - 20\rho_0$, 其中 ρ_0 为海平面大气密度 1.225 kg m^{-3} , 本文通过计算此温度密度区间的耦合参数来研究电离能下降情况. 在求解 Saha 方程的迭代过程中, 依据前文约定的模型选择判据自洽地选择电离能下降模型, 最终耦合参数计算结果如图1所示.

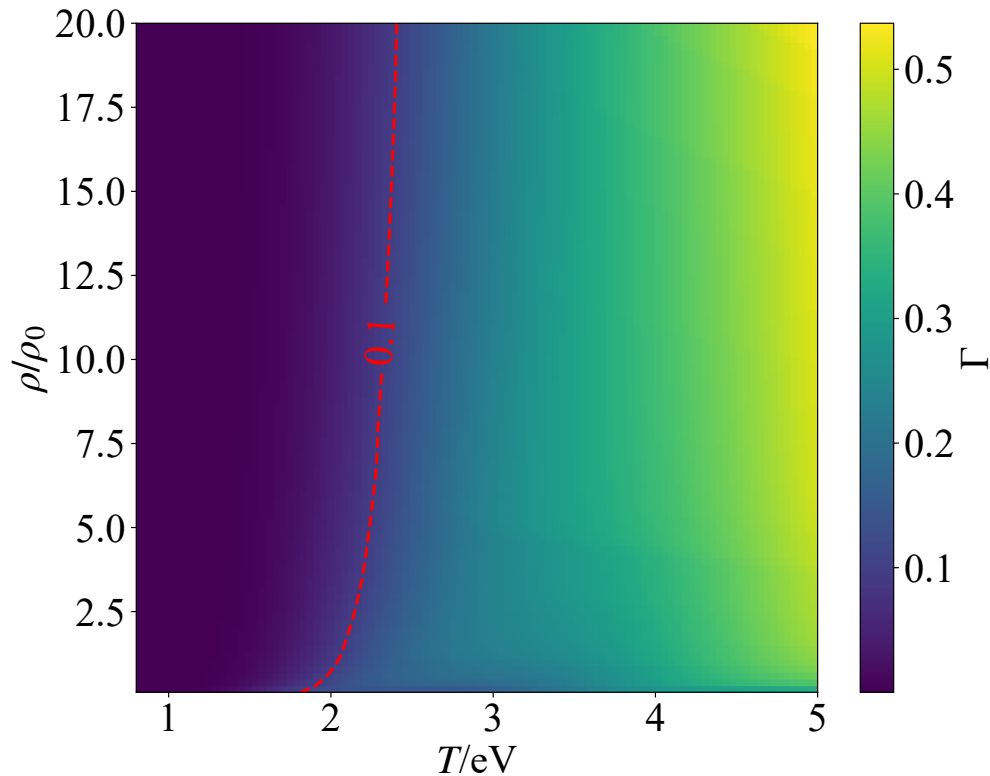


图1 耦合参数热力图

Fig. 1. Coupling parameter heat map.

图1中, 红色虚线为 $\Gamma = 0.1$ 的等值线, 低于等值线的左边部分可以认为是 DH 模型的适用区间, 高于等值线的右边部分则认为是 SP 模型的适用区间. 一般情况下认为温度越高离子耦合程度越低, 越适用 DH 模型, 只适用于稀薄弱耦合的等离子体而不适用于接近和达到固体密度的等离子体 [29]. 本文与其结论一致, 这是因为在本文研究条件下, 随着温度升高, 库仑相互作用势能增长的速率超过热动能增长速率, 耦合程度反而提高. 后文的计算都依据本节给出的界限混合使用 DH 模型和 SP 模型.

再具体看该温度密度区间中电离能下降的情况. 图2给出了在 1、3 和 5 倍海平面大气密度条件下 N、O 元素前三阶电离能随温度的变化. 图中蓝色圆点线为 $\rho=\rho_0$ 的数据, 橙色方点线为 $\rho=3\rho_0$ 的数据, 绿色三角点线为 $\rho=5\rho_0$ 的数据, 红色五角星线为孤立状态下的电离能. 由图2可见各种粒子的电离能均有不同程度的下降, 且温度越高、密度越大, 电离能下降的越明显. 即使在海平面大气密度下, 当温度达到1eV 时 N 原子和 O 原子的电离能下降也不可忽视, 这说明在计算高超声速流场时考虑电离能下降是非常有必要的.

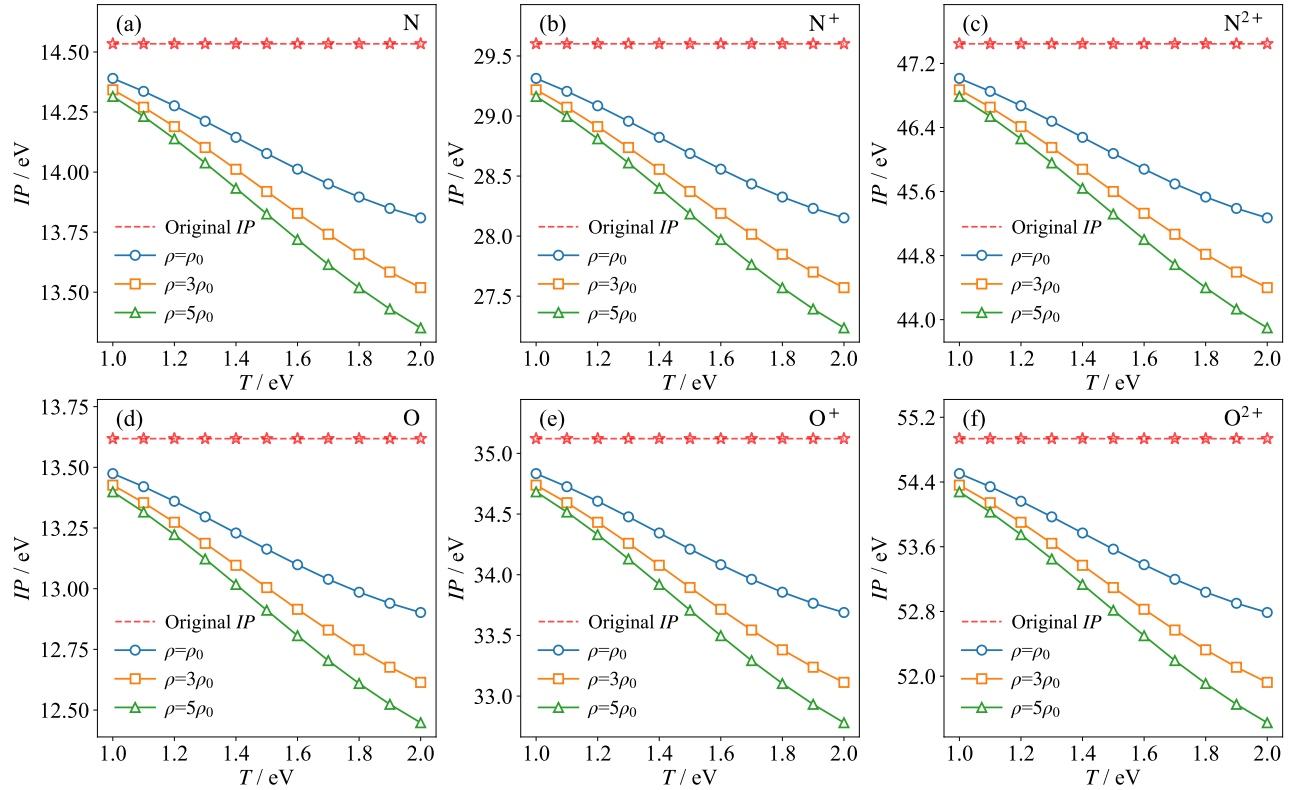


图 2 不同密度条件下电离能随温度的变化 (a) N; (b) N⁺; (c) N²⁺; (d) O; (e) O⁺; (f) O²⁺

Fig. 2. Ionization potential versus temperature at different densities: (a) N; (b) N⁺; (c) N²⁺; (d) O; (e) O⁺; (f) O²⁺.

3.2 电离能下降对激波后空气离子丰度的影响

本文采用逆向迭代方法求解激波后等离子体热力学状态. 首先由于本文面向高超声速飞行器, 可假设激波后流场温度满足分子完全解离与原子部分电离的条件, 基于此建立高温空气等离子体在宽温度-密度范围内的物态方程数据库. 给定来流环境条件 (静止空气的初始密度 ρ_{en} 和压强 P_{en}) 和飞行器速度 U_p , 依据质量、动量守恒和 Hugoniot 关系, 反演得到与来流匹配的激波后温度与密度. 最后, 在预计算数据库中筛选满足该温度与密度组合及守恒关系的热力学状态量, 从而获得驻点处等离子体的完整参数. 该方法避免了直接求解强耦合的隐式物态方程与化学平衡方程组, 降低了计算难度.

选取文献 [28] 中计算的环境密度 ρ_{en} 为 0.1 kg m^{-3} 的飞行速度与激波后温度的数据, 与本方法计算数据相对比, 结果为图3. 图3中红色圆点为文献计算结果, 蓝线为本文逆向计算结果, 由图可见, 本方法计算结果与文献结果趋势一致, 证明本方法计算的正确性.

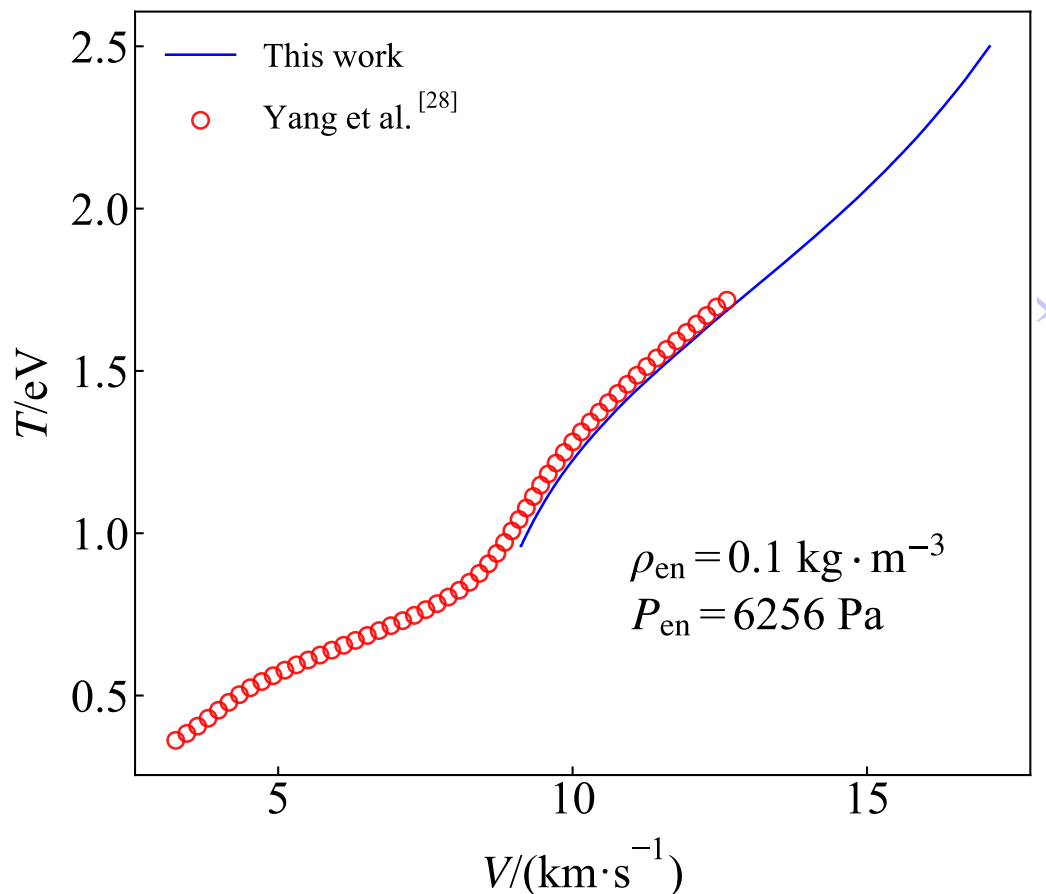


图 3 $\rho_e = 0.1 \text{ kg m}^{-3}$ 时驻点温度随速度的变化

Fig. 3. Residence temperature varies with the change of speed ($\rho_e = 0.1 \text{ kg m}^{-3}$).

在空气密度更加稠密的高度, 电离能下降带来的影响更为显著. 在海拔 6670m 处, 环境空气密度 ρ_{en}

为 $0.5\rho_0$, 压强 P_{en} 为 43024Pa. 分别计算考虑电离能下降与不考虑电离能下降时, 海拔 6670m 处的驻点空气等离子体离子丰度随飞行速度变化的数据, 计算结果如图4. 图4中, 圆点为 N 原子, 方点为 N^+ 离子, 三角点为 O 原子, 菱形点为 O^+ 离子, 实线为不考虑电离能下降的计算结果, 虚线为考虑电离能下降的计算结果. 由图4可见, 电离能下降促进了电离过程, 明显改变了驻点空气等离子体的离子价态分布, 进而影响了能量沉积方式, 改变激波后空气的热力学状态.

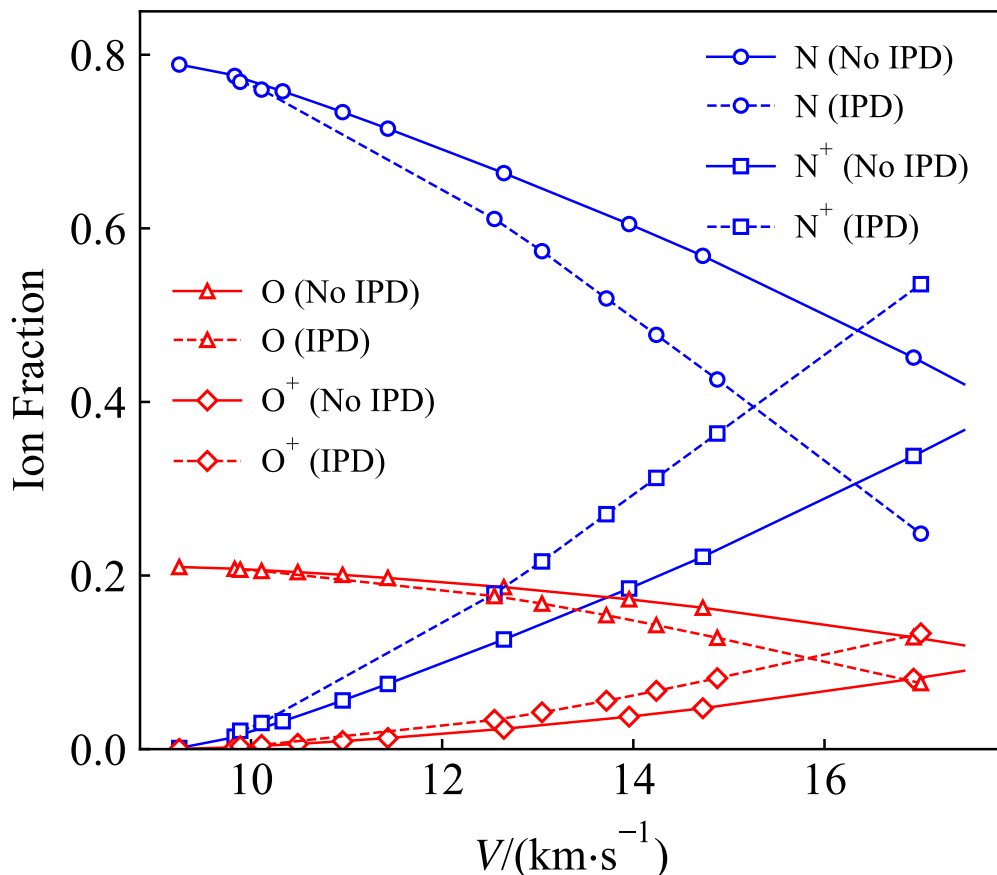


图 4 驻点处离子丰度随速度的变化情况 (高度为 6670m)

Fig. 4. Ion fraction at the stagnation point versus velocity (altitude: 6670m)

3.3 电离能下降对高超声速流场仿真结果的影响

前文的对高温空气状态参量的描述, 是在化学平衡的条件下的. 但在实际飞行中, 只有驻点处是接近化学平衡的条件, 其他位置的状态是以速率方程描述的化学非平衡态, 所以还需要在速率方程中考虑电离能下降. 本节以 RAM C-II^[30] 球头圆锥外形为例, 将电离能下降与高超声速飞行仿真相结合, 将真实气体效应从平衡态的研究拓展到非平衡态. 这是从理论层面的讨论, 过渡到工程实践上的跨步. 本文在流体仿真中

使用的电离能下降模型为前文提出分区间混合使用 DH 模型和 SP 模型.

为更加直观地研究电离能下降对宏观流场带来的影响, 在流场中分别取驻点线 *line1*、壁面线 *line2* 的数据和飞行器壁面上四处垂线 *r1*、*r2*、*r3*、*r4* 的数据进行分析. 各线的具体位置以及飞行器外形剖面如图5所示.

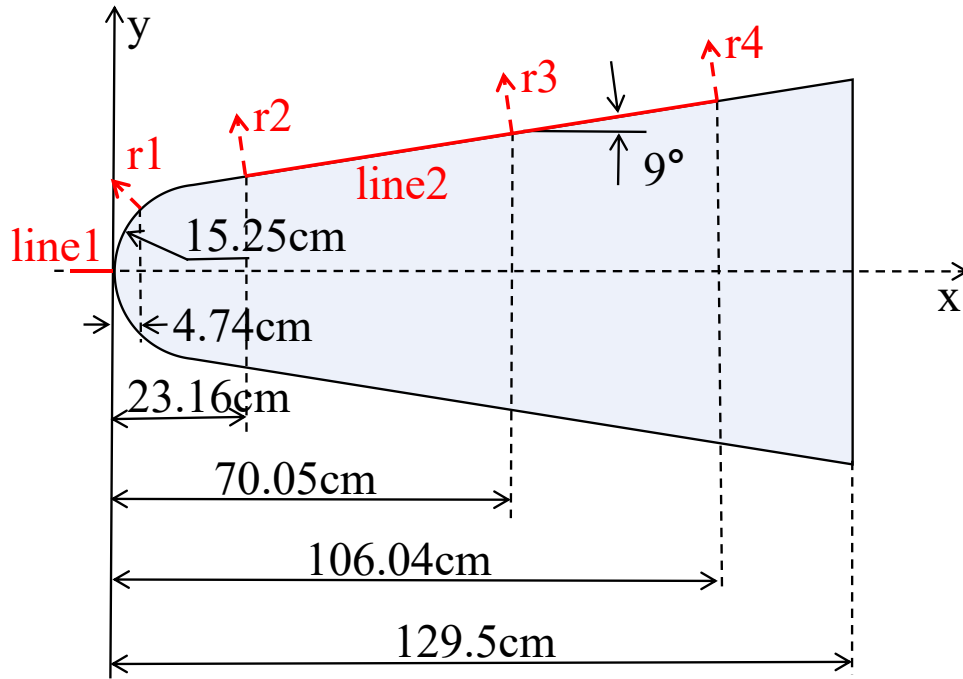


图 5 流场数据提取位置

Fig. 5. Flow field data extraction position.

首先验证本文仿真设置以及网格的正确性. 本文采用密度基求解, 远场边界使用压力远场条件. 湍流模型为考虑可压缩修正的 SST k- ω 模型. 压力-速度耦合采用耦合隐式算法, 对流通量采用 AUSM 格式进行离散. 连续性方程、动量方程、湍动能方程采用一阶迎风格式, 比耗散率方程采用二阶迎风格式. 在设置与文献^[31]相同的条件下 (海拔高度为 61 km, 飞行速度为 23.9 Ma, 采用 gupta11 组分空气反应模型的前 7 个反应, 使用双温度模型), 对比驻点线的平动-转动温度 T 和振动-电子温度 T_v , 对比结果如图6. 圆点实线为本文仿真结果, 方点虚线为文献数据, 灰色虚线为平动-转动温度峰值位置. 横坐标 $x/R\%$ 中 x 为数据点在流场数据提取位置中的横坐标, R 为该球头圆锥的头部半径, $R = 12.5$ cm. 由图可见, 本文设置模型计算的 T 的峰值位置与文献基本一致, 驻点附近的平动-转动温度 T 和振动-电子温度 T_v 符合的也非常好, 可认为本文仿真设置与网格基本正确.

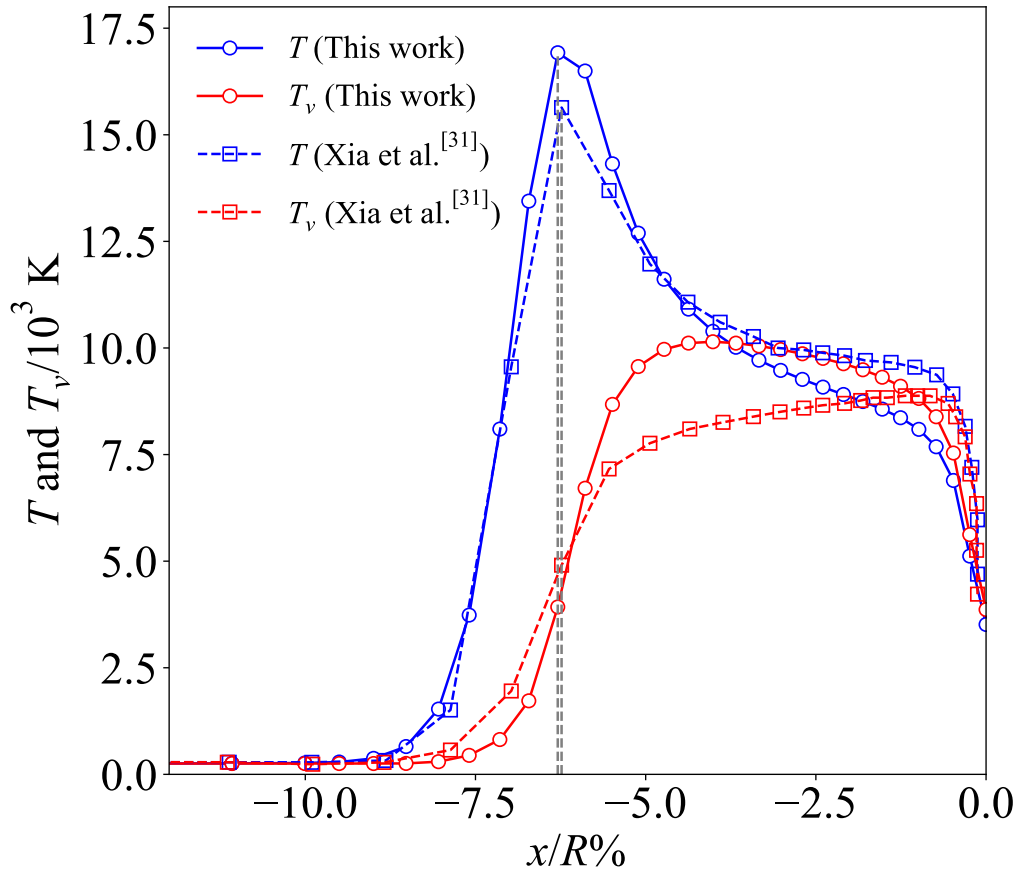


图6 驻点线上的平动-转动温度和振动-电子温度随位置的变化

Fig. 6. Distributions of translational-rotational and vibrational-electronic temperatures on the stagnation line.

再入过程流场区域可分为热化学平衡区域、热平衡化学非平衡区域和热化学非平衡区域^[32], 热力学非平衡主要存在于高度70 km 以上的空气稀薄区域. 文献^[33]表明, 在70 km 高度以下, 单温模型计算得到的 RAM C-II 飞行器流场驻点线等离子体密度略高于双温模型, 但两者差异较小且峰值接近; 对称面等离子体峰值密度的差异也极小, 可忽略不计. 本文研究电离能下降对高超声速流场的影响, 该效应主要发生在空气稠密区域, 因此本文在 CFD 仿真中采用单温模型. 后续研究将把双温度模型纳入当前框架, 以系统量化热力学非平衡效应带来的偏差. 设置环境条件为海拔50 km 处的平均环境条件^[34]: 温度为270 K、压强为0.75 mmHg(约100 Pa). 设置飞行速度为 32 Ma, 攻角为0°, 迭代计算直至所有残差均小于 10^{-3} . 由于此条件下流场最高温度约1 eV, 在 Saha 方程中计算原子和各阶离子的配分函数时考虑10 eV 以下的激发态可兼顾计算速度与真实性.

观察流场中温度与德拜长度的分布, 计算结果如图 7所示. 图中 (a) 和 (b) 分别为流场温度云图和驻

点处温度云图, 其中上半部分为考虑电离能下降的计算结果, 下半部分为不考虑电离能下降的结果. 图 7(c) 为德拜长度倒数的平方 D^{-2} 的分布云图, 由式 4 可知该物理量表征了库伦屏蔽效应的强弱. 对比图 7(a)、(b) 与 (c) 可见, 激波后温度显著下降的区域与 D^{-2} 较大的区域高度重合. 这表明在该区域内库伦屏蔽效应较强、电离能下降显著, 从而促进了电离过程导致温度降低. 这一结果说明库伦屏蔽效应已被成功引入 CFD 仿真, 并正确影响了流场的演化.

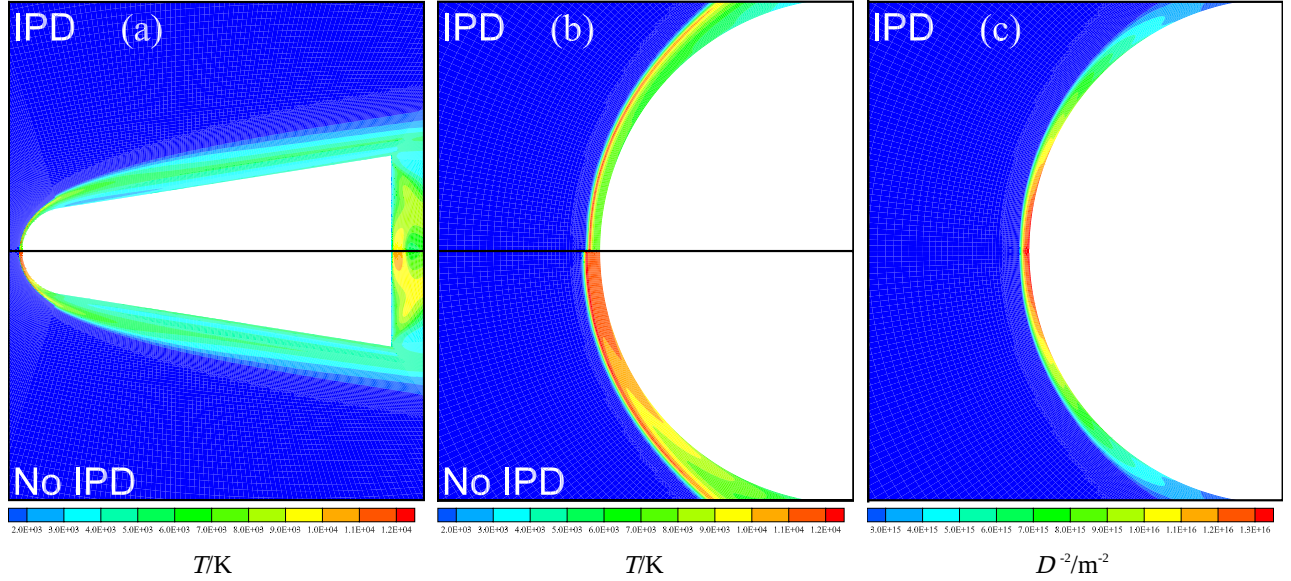


图 7 RAMC-II 流场中温度与德拜长度 (a) 流场温度; (b) 驻点处流场温度; (c) 德拜长度倒数的平方

Fig. 7. Temperature and Debye length in the RAMC-II flow field: (a) Flow field temperature; (b) Flow field temperature at the stagnation point; (c) Square of the reciprocal of the Debye length at the stagnation point.

对比驻点线 *line1* 上的流场压强、密度、温度、电子浓度数据, 计算结果为图 8. 图 8 中 (a)、(b)、(c)、(d) 分别为压强、密度、温度、电子浓度, 圆点线为不考虑电离能下降仿真结果, 方点线为考虑电离能下降仿真结果.

对比图 8 中 x 轴数据, 观察到考虑电离能下降后激波位置更贴近飞行器壁面. 从 y 轴数据来看, (a) 中压强峰值基本不变, 但峰值位置后延. (b) 中密度峰值显著提高, 表明电离能下降对驻点空气密度影响明显. 气体的压缩极限为: $\frac{\gamma+1}{\gamma-1}$, 其中 γ 为气体的比热比. 电离能下降促进了吸热过程导致比热比下降, 从而使激波后密度增加. (c) 中激波位置温度峰值不变, 因为此时解离与电离尚未大量进行, 比热容未发生变化. 但激波后驻点温度下降, 这是由于电离能下降促进了电离过程的进行, 大量能量被消耗于电离过程. 激波后温度下降

的同时密度增加, 共同维持了 (a) 中的压强峰值。(d) 中电子密度较未考虑电离能下降时显著升高, 这源于两方面因素的共同作用: 一是激波后空气密度上升使电子数密度增加, 二是电离能下降直接促进了电离反应, 二者综合导致驻点后电子密度剧烈上升。

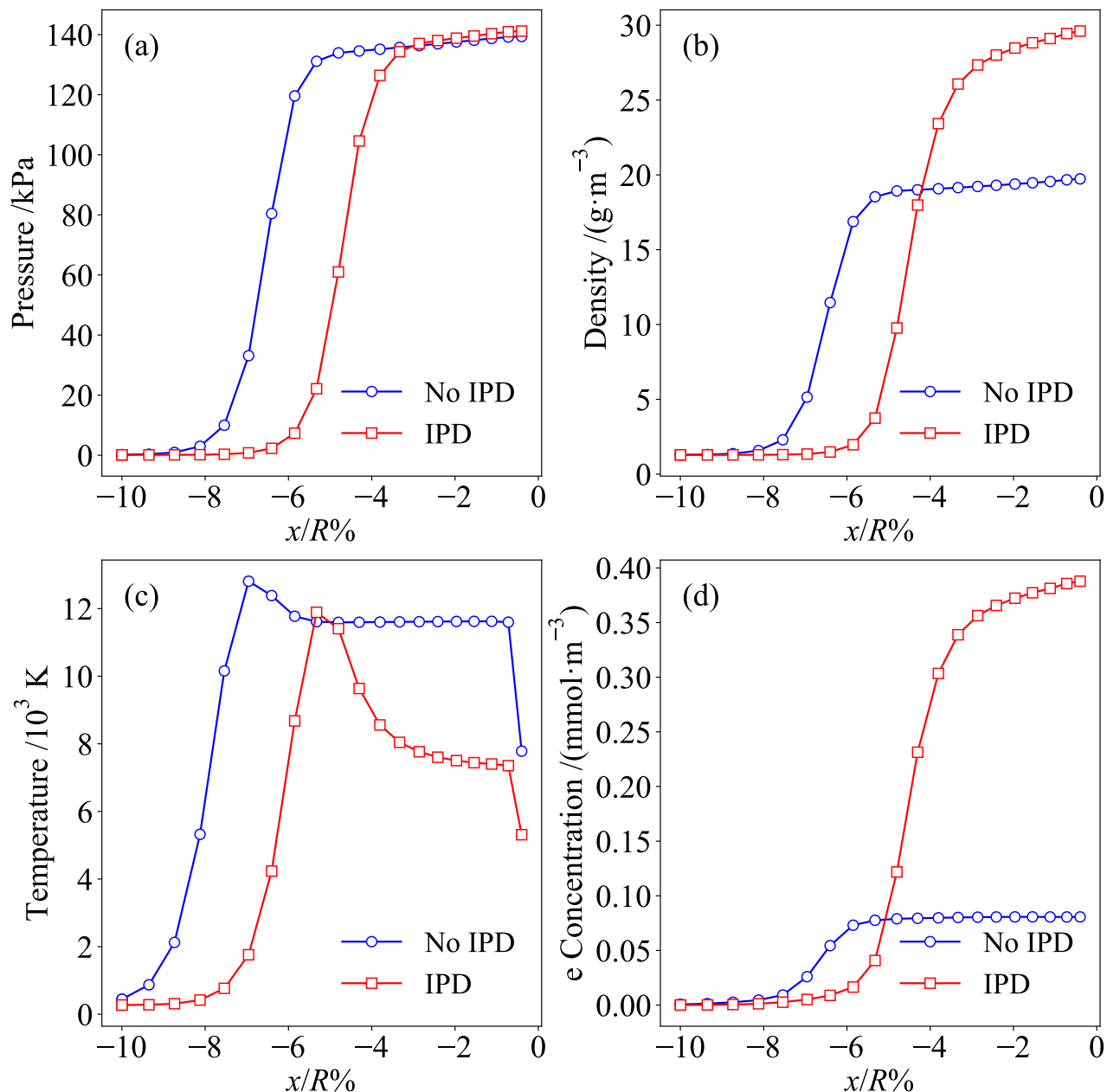


图 8 驻点线上压强、密度、温度、电子浓度随位置变化情况 (a) 压强; (b) 密度; (c) 温度; (d) 电子浓度

Fig. 8. Spatial variations of pressure, density, temperature, and electron concentration along the stagnation line: (a) Pressure; (b) Density; (c) Temperature; (d) Electron concentration.

虽然驻点区域是发生电离反应的主要区域, 但是随着流动与扩散, 周围也有一层不可忽视的等离子体

包裹, 其中电子浓度决定了空气等离子体的振荡频率^[35]. 飞行器与地面通讯的无线电为固定频率 ω . 而等离子体振荡频率为: $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$. 当等离子体振荡频率 ω_p 达到通讯频率 ω , 等离子体中的电子能够集体响应电磁波的振荡, 从而反射或衰减电磁波. 此时, 电磁波无法在等离子体中传播, 表现为屏蔽效应, 也就是发生了通讯“黑障”.

使用 $r1$ 、 $r2$ 、 $r3$ 、 $r4$ 这些垂线上的电子密度峰值计算等离子体振荡频率可以直观理解电离能下降对通讯黑障计算的影响, 计算结果为图9. 图9中 (a) 为电子数密度峰值, (b) 为等离子体振荡频率, 圆点线为不考虑电离能下降仿真结果, 方点线为考虑电离能下降仿真结果. 由图9可见, 若飞行器仿真不考虑考虑电离能下降, 也就意味着等离子体套鞘的电子浓度范围降低, 从而导致等离子体振荡频率降低. 飞行器发生通讯“黑障”的高度计算值就会比真实值低, 或者发生通讯“黑障”的速度计算值比真实值大.

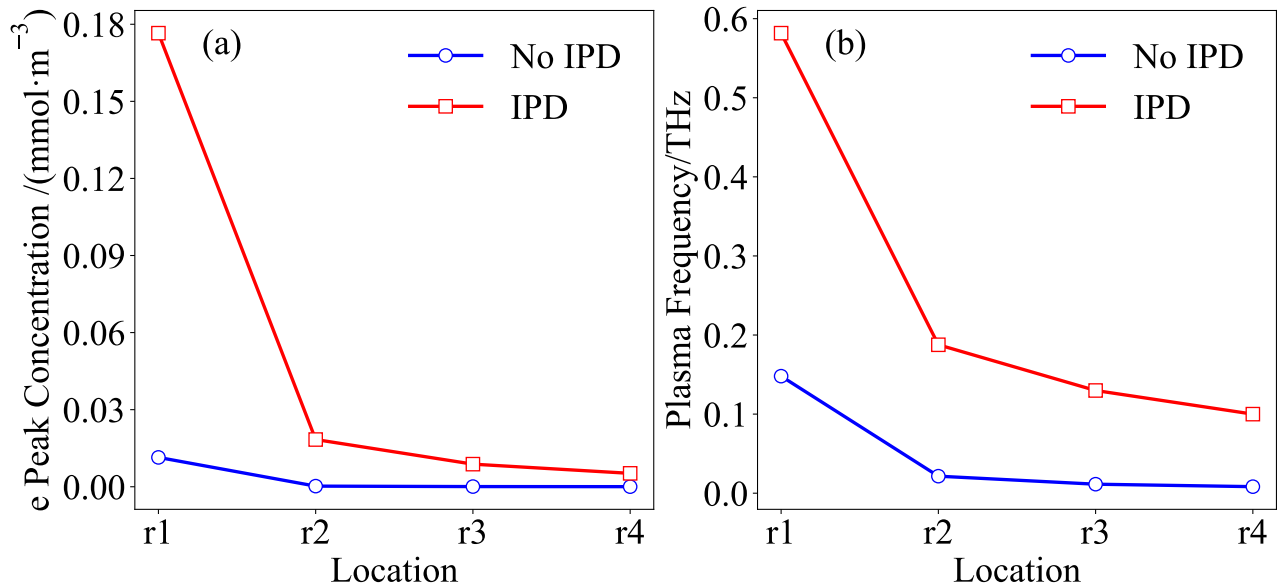


图9 飞行器不同位置处的电子数密度峰值和等离子体振荡频率峰值 (a) 电子数密度峰值; (b) 等离子体振荡频率

Fig. 9. Peak values of electronic density and plasma oscillation frequency at different positions of the aircraft: (a) Peak values of electronic density; (b) Peak values of plasma oscillation frequency.

飞行器阻力虽主要集中在头部, 但侧壁面压强同样对飞行性能有重要影响. 鉴于总粒子数密度和温度是决定压强的关键因素, 为探究电离能下降对壁面压强的影响机制, 提取侧壁面 *line2* 的压强、总粒子数密度及温度数据, 结果如图10所示. 图10中 (a) 为压强, (b) 为总粒子数密度, (c) 为温度, 实线为不考虑电离能下降仿真结果, 虚线为考虑电离能下降仿真结果. 由图 10(a) 可见, 考虑电离能下降后, 壁面不同位置的压

强变化虽存在差异,但其整体变化幅度较小.壁面温度与粒子数密度的变化表明,电离能下降在导致温度降低的同时也使粒子数密度增加,二者对压强的贡献相互补偿,因而壁面压强的净变化较小,这与图8(a)中驻点线 *line1* 上压强峰值的变化趋势一致.为进一步明确电离能下降对宏观阻力的影响,我们计算了飞行器的摩擦阻力和压差阻力,结果如表1所示,由表中数据可见,电离能下降对摩擦阻力和压差阻力的影响均不显著.这是因为在温度降低与粒子数密度增加的双重作用下,无论是飞行器驻点处的压强还是壁面压强,其变化幅度均较小.

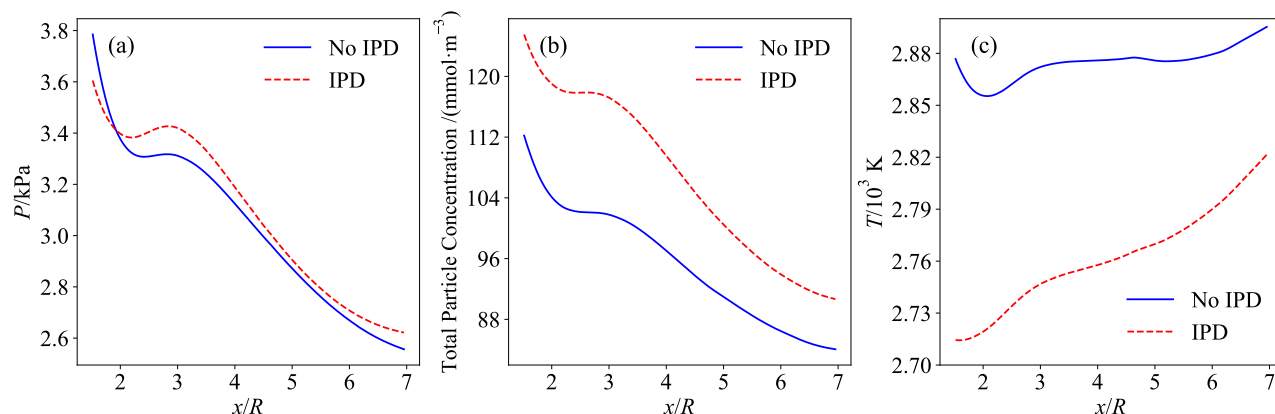


图 10 飞行器壁面压强、总粒子数密度和温度随位置随位置的分布 (a) 压强; (b) 总粒子数密度; (c) 温度

Fig. 10. Distributions of Wall Pressure, Total Particle Number Density, and Temperature with Position:

(a) Pressure; (b) Total Particle Number Density; (c) Temperature.

表 1 考虑电离能下降前后飞行器阻力对比

Table 1. Comparison of vehicle drag with and without ionization energy lowering.

计算方法	压差阻力 (N)	摩擦阻力 (N)	总阻力 (N)
No IPD	5295.587	192.752	5488.339
IPD	5276.167	196.650	5472.817

本仿真案例中,由温度及密度峰值所对应的耦合参数可知流场处于弱耦合状态,电离能下降幅度较小.尽管如此,其对宏观性质的影响仍十分显著.这是因为在化学非平衡条件下,电离能位于 Arrhenius 方程的指数项,微小变化即可指数级放大促进电离、抑制复合的效应,使流场更快向平衡方向演化.因此,电离能下降对化学非平衡流场的影响不可忽视.综上所述,电离能下降对高超声速飞行器的热环境、受力和通讯都有显著影响,在高超声速飞行仿真中考虑电离能下降,可以更好描述高超声速飞行器的飞行过程.

4 结论

本文针对高超声速流场中激波产生的高温等离子体,系统研究了电离能下降对流场带来的影响.首先基于局域热动平衡假设,通过计算耦合参数确立了不同电离能下降模型在空气等离子体中的适用温度密度区间.进一步,通过对飞行器驻点区域的分析,发现电离能下降影响流场宏观性质的机理为通过促进电离,改变冲击压缩过程的能量沉积过程,从而影响激波后空气的状态参量.最后,本文成功将电离能下降引入至CFD仿真中.仿真表明,在化学非平衡条件下,考虑电离能下降能更合理地刻画高超声速流场的温度、压强、密度与组分浓度等宏观性质,以及可以更可靠的预测发生通讯“黑障”的条件.需要指出,本研究尚未考虑热力学非平衡、高温辐射等实际复杂因素,可能导致对电子温度与密度的预测偏高.后续研究将在本工作基础上逐步引入上述效应,以构建更精细的高超声速等离子体鞘套的物理模型,为工程应用提供更为可靠的理论支撑.

参考文献

- [1] Guan S Y, Tian Z Y, Xie W J, Fu Q Y, Chu Y H, Zhu J J 2025 *Acta Aeronaut. Astronaut. Sin.* **46** 25 (in Chinese) [关山月, 田正雨, 谢文佳, 付黔粤, 褚雨航, 朱家俊 2025 航空学报 **46** 25]
- [2] Yang M, Wang J M, Qi K X, Li X P, Xie K, Zhang Q J, Liu H Y, Dong P 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 317 (in Chinese) [杨敏, 王佳明, 齐凯旋, 李小平, 谢楷, 张琼杰, 刘浩岩, 董鹏 2022 物理学报 **71** 317]
- [3] Shang J S, Surzhikov S T 2012 *Prog. Aerosp. Sci.* **53** 46
- [4] Yan K Z 1985 *Adv. Mech.* **15** 471 (in Chinese) [颜坤志 1985 力学进展 **15** 471]
- [5] Park C 1985 *Prog. Astronaut. Aeronaut.* **96** 511
- [6] Capitelli M, Armenise I, Gorse C 1997 *J. Thermophys. Heat Transf.* **11** 570
- [7] Wang H, Zeng M, Duan X K, Wang D F, Liu W 2024 *Chin. J. Theor. Appl. Mech.* **56** 1377 (in Chinese) [王辉, 曾明, 段欣葵, 王东方, 刘伟 2024 力学学报 **56** 1377]
- [8] Fang M, Li Z H, Li Z H, Liang J, Zhang Y H 2020 *Adv. Aerodyn.* **2** 1
- [9] Grover M S, Valentini P, Bisek N 2025 *Sci. Adv.* **11** 6

- [10] Surzhikov S T 2022 *Fluid Dyn.* **57** 279
- [11] Fu Z J, Fu M, Chen Q F 2010 *J. Sichuan Univ. Nat. Sci. Ed.* **47** 585 (in Chinese) [付志坚, 傅敏, 陈其峰 2010 四川大学学报 (自然科学版) **47** 585]
- [12] Chen Q F, Cai L C, Zhang Y, Gu Y J, Jing F Q 2006 *J. Chem. Phys.* **124** 074510
- [13] Chen Q F, Cai L C, Zhang Y, Gu Y J 2008 *J. Chem. Phys.* **128** 104512
- [14] Yang W B, Zhang H L, Qi X H, Che Q F, Zhou J N, Bai B, Chen S, Mu J H 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 50 (in Chinese) [杨文斌, 张华磊, 齐新华, 车庆丰, 周江宁, 白冰, 陈爽, 母金河 2024 物理学报 **73** 50]
- [15] Capitelli M, Colonna G, Gorse C, D'Angola A 2000 *Eur. Phys. J. D* **11** 279
- [16] Bruno D, Capitelli M, Catalfamo C, Giordano D 2011 *Phys. Plasmas* **18** 012308
- [17] Chen P Z, Sun S R, Wang H X 2015 *J. Eng. Thermophys.* **36** 1067 (in Chinese) [陈培芝, 孙素蓉, 王海兴 2015 工程热物理学报 **36** 1067]
- [18] Wang Y, Guo L, Li J, Guo L, Zang J, Duan B 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 114202 (in Chinese) [王宇轩, 郭琳静, 李江挺, 郭立新, 臧俊魏, 段佰利 2025 物理学报 **74** 114202]
- [19] Inglis D R, Teller E 1939 *Astrophys. J.* **90** 439
- [20] Ecker G, Weizel W 1956 *Ann. Phys.* **17** 126
- [21] Brunner J 1960 *Z. Phys.* **159** 288
- [22] Fu Y S, Hou Y, Kang D D, Gao C, Jin F T, Yuan J M 2018 *Phys. Plasmas* **25** 012701
- [23] Luo Q B, Liang X, Lin C L, Zhang X L, Liu J P, Gao C, Hou Y, Yuan J M 2025 *Phys. Rev. E* **111** 035208
- [24] Xu X S, Zhang W X 1986 *Introduction to Practical Equation of State Theory* (Beijing: Science Press), pp 99–116. (in Chinese) [徐锡申, 张万箱 1986 实用物态方程理论导论 (北京: 科学出版社) 第 99-116 页]

- [25] Debye P, Hückel E 1923 *Phys. Z.* **24** 185
- [26] Stewart J C, Pyatt K D 1966 *Astrophys. J.* **144** 1203
- [27] Djaoui A 1999 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **62** 303
- [28] Yang G, Tan M J, Nie C S, Li Y, Zhou Y, Li L N, Yu M X, Gu Y J, Chen Q F 2021 *J. At. Mol. Phys.* **38** 95 (in Chinese) [杨光, 檀妹静, 聂春生, 李宇, 周禹, 李潞宁, 于明星, 顾云军, 陈其峰 2021 原子与分子物理学报 **38** 95]
- [29] Zeng J L, Ye C, Li Y J, Yuan J M 2022 *Results Phys.* **40** 105836
- [30] Luo C, Liu Y M, Zhang J, Yang M 2023 *Phys. Plasmas* **30** 043516
- [31] Xia W, Wang M, Liu X, Guo H, Li P 2023 *J. Ordnance Equip. Eng.* **44** 183 (in Chinese) [夏文钊, 王嫚屿, 刘欣然, 郭浩然, 李鹏斐 2023 兵器装备工程学报 **44** 183]
- [32] Zhang W, Zhang Z, Wang X, Su T 2022 *Adv. Aerodyn.* **4** 38
- [33] Li J, Lyu J, Miao W, Cheng X 2022 *J. Aerosp. Power* **37** 1579 (in Chinese) [李俊红, 吕俊明, 苗文博, 程晓丽 2022 航空动力学报 **37** 1579]
- [34] Havens R J, Koll R T, LaGow H E 1952 *J. Geophys. Res.* **57** 59
- [35] Fang M, Li D Y, Xu K 2019 *Acta Aerodyn. Sin.* **37** 924 (in Chinese) [方明, 李丹杨, 徐昆 2019 空气动力学学报 **37** 924]

Effect of Ionization Potential Depression on Hypersonic Flow Fields*

XU Weifeng¹⁾²⁾ HOU Yong^{1)2)†} MO Wenfeng¹⁾²⁾ YUAN Jianmin¹⁾²⁾³⁾

1) (*College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

2) (*Hunan Key Laboratory of Extreme Matter and Applications, College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

3) (*Institute of Atomic and Molecular Physics, Jilin University, Changchun 130012, China*)

Abstract

At hypersonic speeds exceeding Mach 10, the intense compression of air by shock waves generates a high-temperature plasma sheath. In such plasma environments, the Coulomb screening effect among charged particles induces ionization potential depression (IPD). However, how this microscopic mechanism modulates macroscopic flow parameters—such as temperature, density, and pressure—as well as electromagnetic properties including electron density and plasma oscillation frequency, remains insufficiently explored. To address this, the present manuscript investigates the IPD effect through theoretical modeling and numerical simulation. First, based on atomic energy level calculations and the local thermodynamic equilibrium (LTE) assumption, we calculate the plasma coupling parameter across a temperature range of 0.8–5 eV and a density range of 0.1–20 times the sea-level atmospheric density. On basis of the coupling parameter, we determine the applicable regimes of the Debye-Hückel (DH) and Stewart-Pyatt (SP) models for the hypersonic environment. Second, integrating these IPD models with the Rankine-Hugoniot relations, we analyze the effect of IPD on the flow characteristics in the stagnation region. The results reveal that IPD significantly alters the ion fraction, thereby modifying the thermodynamic state of the post-shock air. Third, to extend the analysis from equilibrium to non-equilibrium conditions applicable to

* Supported by National Key Laboratory of Computational Physics (No. JK2025-02) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11974424).

† Corresponding author. E-mail: yonghou@nudt.edu.cn

real flight, we incorporate the IPD effect into Computational Fluid Dynamics (CFD) simulations. Specifically, the activation energy in the forward reaction rate is modified by IPD, while the reverse reaction rate is coupled via the Saha equation for consistency with chemical equilibrium. Using the RAM C-II vehicle configuration as a benchmark case, we conduct numerical simulations at an altitude of 50 km and a velocity of Mach 32. Results show that IPD shifts the shock wave closer to the vehicle surface and increases the electron number density in the wake region. In contrast, the effects on wall pressure and aerodynamic drag are relatively minor. Importantly, the elevated electron density leads to an increase in the plasma oscillation frequency, which directly alters the critical threshold for communication “black-out”. Consequently, neglecting the IPD effect results in an overly conservative prediction of the blackout envelope. This work elucidates the microscopic-to-macroscopic pathway by which Coulomb screening influences flow field thermodynamics and electromagnetic properties, specifically through the modulation of ion abundance and energy deposition patterns. These results provide a theoretical basis and a technical reference for assessing the thermal environments of hypersonic vehicles and modeling plasma sheaths under extreme conditions.

Keywords: plasma, hypersonic vehicle, ionization potential depression, computational fluid dynamics